

Московский физико-технический институт (государственный университет)

Диссертация допущена к защите
зав. кафедрой

_____ Кведер В. В.

«_____» _____ 2017 г.

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание степени
МАГИСТРА

Тема: **ЭПР в гетероструктурах на основе AlAs**

Направление: 03.04.01 – Прикладные математика и физика

Магистерская программа: 010900.68 – Физика твёрдого тела

Выполнил студент гр. 122б _____ Фролов Дмитрий Дмитриевич

Научный руководитель,

к. ф.-м. н., н. с.

_____ Нефёдов Юрий Александрович

Рецензент,

к. ф.-м. н, с. н. с.

_____ Шевчун Артём Фёдорович

Оглавление

Введение	3
1. Электронный парамагнитный резонанс в двумерных электрон- ных системах	5
2. Сдвиг Оверхаузера ЭПР	7
3. Постановка задачи	8
Глава 1. Образцы и методика измерений	9
1.1. Образцы	9
1.2. Методика Измерений	10
Глава 2. Результаты и обсуждения	13
2.1. Максимальный сдвиг Овераузера	13
2.2. Резонансное размагничивание ядерных спинов	15
2.3. Время релаксации ядерных спинов	17
Заключение	20
Литература	22

Введение

Физика низкоразмерных систем позволяет наблюдать квантовые явления на макроскопическом уровне, которые нельзя обнаружить в объёмных материалах. Ярким примером фундаментального результата, полученного вследствие изучения свойств двумерных полупроводниковых систем, является открытие целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ и ДКЭХ) [1, 2, 3]. Развитие технологий производства полупроводниковых гетероструктур привело к появлению высокоэффективных детекторов электромагнитного излучения, лазеров, полупроводниковых диодов, транзисторов и т.д. [4].

Исследование спиновых свойств двумерных электронных систем является одной из актуальнейших тем современной физики полупроводников. В отличие от электронов проводимости, ядерная подсистема сохраняет неравновесную спиновую поляризацию в течение значительного промежутка времени, а значит, она может быть использована для хранения информации в спинтронике [5, 6, 7, 8]. Например время релаксации неравновесного ядерного спина в GaAs/AlGaAs гетероструктурах достигает нескольких десятков минут [9]. Кроме того изучение динамики ядерных спинов позволяет исследовать множество экзотических многочастичных эффектов, связанных с электрон-электронным взаимодействием в двумерной электронной системе: вигнеровскую кристаллизацию [10], скирмионы вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ [11, 12], дробный КЭХ [13], состояние, соответствующее фактору заполнения $\nu = 5/2$ [10, 14, 15].

Силу электрон-электронного взаимодействия принято описывать параметром r_s , который представляет собой отношение характерной кулоновской энергии к энергии Ферми. Параметр r_s можно выразить численно в виде $\frac{1}{\sqrt{\pi n_s}} \frac{m^* e^2}{\epsilon \hbar^2}$, где n_s – концентрация электронов, m^* – эффективная масса электронов и ϵ – константа диэлектрической проницаемости. Так как r_s пропорционален эффективной массе электронов, большой интерес представляют системы на основе AlAs, которые характеризуются анизотропной эффективной массой электронов,

на порядок превышающей массу в типичных GaAs/AlGaAs гетероструктурах [16]. В таких структурах следует ожидать богатого разнообразия физических явлений обусловленных электрон-электронными корреляциями [17, 18, 19].

Зонная структура электронов в AlAs схематично показана на Рис. 1 (б). Поверхности постоянной энергии представляет собой шесть полу-эллипсоидов с центром в X-точках зоны Бриллюэна. Электронные долины лежат вдоль кристаллографических осей [001], [010], [100] (X , Y и Z соответственно). Эффективная масса электронов в каждой из долин анизотропна: $m_t = 0.2$ – поперечная и $m_l = 1.1$ – продольная [16]. Так как движение электронов заковано вдоль направления роста, можно ожидать, что в AlAs-квантовых ямах, выращенных вдоль направления [001], будет заполнена долина Z , поскольку она обладает наибольшей эффективной массой электронов в направлении роста, а следовательно, является низжайшей по энергии. Однако так происходит только для квантовых ям шириной менее 5 нм, для более широких ям заселены оказываются плоскостные долины X и Y , что обусловлено значительными механическими напряжениями, вызванными несоответствием решёток AlAs и GaAs [20].

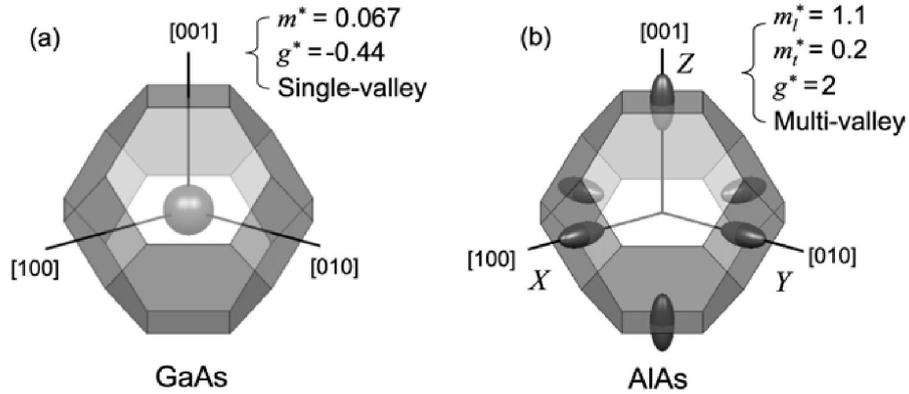


Рис. 1. [20] Схематичное изображение зоны Бриллюэна и электронных долин для объёмных (a) GaAs и (b) AlAs

Каждая электронная долина также характеризуется большим анизотропным значением g-фактора Ланде $g_x = 1.877 \pm 0.005$, $g_y = 1.967 \pm 0.005$ и $g_z = 1.976 \pm 0.003$ близкому к значению g-фактора свободного электрона [21, 22].

1. Электронный парамагнитный резонанс в двумерных электронных системах

Двумерная электронная система формируется в тонком слое полупроводника, заключённом между слоями материала с большей шириной запрещённой зоны, которые выступают в качестве потенциальных барьеров для электронов. Подобные высококачественные гетероструктуры растут методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В таких системах движение электронов в направлении роста структуры ограничено. А значит энергетический спектр электронов представляет из себя набор дискретных уровней размерного квантования:

$$E = E_n + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} \quad (1)$$

Где E_n - энергия уровня размерного квантования с номером n , m_x , m_y - эффективная масса электронов вдоль осей x и y .

В магнитном поле B при низких температурах ($kT \ll E_1$), когда электроны занимают только нижний уровень размерного квантования E_0 , в отсутствие электрон-электронного взаимодействия, спектр электронной системы можно представить в виде энергетической диаграммы представленной на Рис. 2. Энергия движения становится дискретной, появляются уровни Ландау, положение которых задаётся следующим выражением $E_N = \hbar\omega_c(N + \frac{1}{2})$, где $\omega_c = e\vec{B}/mc$ - циклотронная частота, N - уровень Ландау. Каждый такой уровень претерпевает расщепление по спину, равное энергии Зеемана $\hbar\omega = g^*\mu_B B$, где g^* - эффективный фактор Ланде, μ_B - магнитон Бора электро-

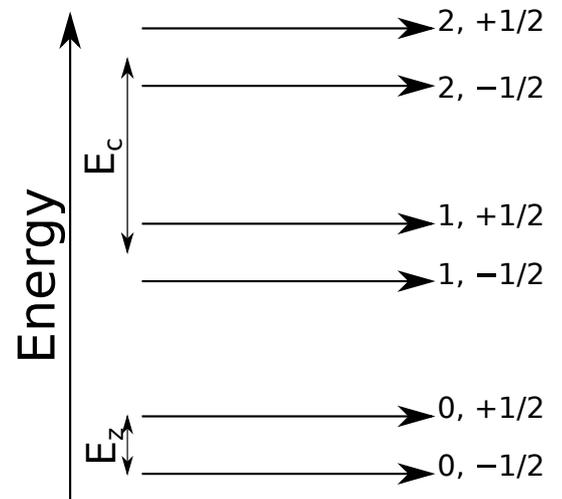


Рис. 2. Уровни энергии электронов в двумерной системе в одночастичном приближении. Показаны расщепление энергетического спектра на циклотронную энергию E_c ($N = 0, 1, 2 \dots$) и энергию Зеемана E_z ($\sigma = \pm \frac{1}{2}$)

на, B – внешнее магнитное поле. Значение энергии подуровня со спином $\vec{\sigma}$ и уровнем Ландау N определяется следующим выражением:

$$E_N = \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) - g^* \mu_B \vec{B} \vec{\sigma} \quad (2)$$

Фактор заполнения $\nu = \frac{n_s \hbar}{2eB}$ (n_s – двумерная плотность носителей заряда) определяет количество заполненных спин-расщеплённых подуровней. При $\nu = 1$ полностью заполнен нижайший подуровень первого уровня Ландау, а верхний – полностью пуст, и спиновая поляризация системы максимальна. В таком состоянии система будет резонансно поглощать электромагнитное излучение, если его частота совпадёт с величиной Зеемановского расщепления. В этом случае электроны с нижнего спин-расщеплённого подуровня Ландау будут переходить на верхний подуровень, что и является электронным парамагнитным резонансом в двумерных электронных системах. Следует отметить, что по теореме Лармора в системах инвариантных относительно вращения спина вклад от электрон-электронных взаимодействий в величину спинового расщепления запрещён, следовательно многочастичные эффекты на частоту ЭПР влияния не оказывают.

Однако ЭПР существует не только в условиях, когда $\nu = 1$. Условия для ЭПР возникают также при наличии спинового расщепления в нечётных факторах заполнения $\nu = 2N + 1$, когда полностью заполнены N уровней Ландау и нижайший подуровень $N + 1$ уровня Ландау. Вблизи нечётных факторов заполнения вероятность ЭПР (интенсивность сигнала) будет зависеть от вероятности электрона совершить переход с одного подуровня на другой под воздействием СВЧ – излучения. Вероятность перехода будет уменьшаться при заполнении электронами верхнего подуровня и при уменьшения количества электронов на нижнем подуровне, то есть при приближении фактора заполнения к чётным значениям.

2. Сдвиг Оверхаузера ЭПР

Магнитное поле, в котором происходит резонансное поглощения СВЧ-излучения, зависит от спиновой поляризации ядерной системы. Рассмотрим спиновую часть гамильтониана одиночного электрона, движущегося в плоскости квантовой ямы (xy):

$$\mathcal{H} = g\mu_B B_z \sigma_z + \vec{I} A \vec{\sigma} \quad (3)$$

B_z – проекция магнитного поля на ось z , g – g -фактор электрона без влияния электрон-электронного взаимодействия. μ_B – магнетон Бора, \vec{I} – суммарный ядерный спин, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – спин электрона, A – тензор сверхтонкого взаимодействия. Предположив, что суммарный ядерный спин не равен нулю, можно представить энергию спинового расщепления электрона ΔE в виде:

$$\Delta E = g\mu_B \sigma_z \left(B_z + \frac{A_{zz} I_z}{g\mu_B} \right) = g\mu_B S_z (B + \Delta B) \quad (4)$$

Здесь $\Delta B = A_{zz} I_z / g\mu_B$ – сдвиг Оверхаузера – величина на которую изменяется магнитное поле ЭПР электронов проводимости [23].

При температуре порядка 1 K средняя спиновая поляризация ядер $\langle I \rangle$ равна нулю. Однако, ядерную систему можно наполяризовать искусственно с помощью оптической накачки [12], либо создавая неравновесную поляризацию электронной системы с помощью ЭПР [24]. Поскольку сдвиг Оверхаузера прямо пропорционален средней намагниченности ядер находящихся в квантовой яме, по его временному затуханию можно измерить время деполяризации ядерной системы [9]. Одним из возможных каналов релаксации неравновесной ядерной поляризации является передача магнитного момента электронам проводимости [9, 13]. Скорость релаксации в рамках такого канала зависит от существования низкоэнергетических спиновых возбуждений в электронной подсистеме [10]. Таким образом изучение характерного времени деполяризации позволяет судить о спектре спиновых возбуждений в двумерной электронной системе.

Существует возможность резонансного размагничивания ядерных спинов.

В магнитном поле энергетический спектр ядер представляет собой несколько спин расщеплённых подуровней, количество этих подуровней составляет $2I + 1$, где I – спин ядра. Энергию каждого уровня можно записать как $E = -g_I \mu_I B I_z$, где g_I – g-фактор ядра, μ_I – ядерный магнетон, B – внешнее магнитное поле, I_z – проекция магнитного спина на ось z , совпадающую с направлением внешнего магнитного поля. При наличии ненулевой средней спиновой поляризации $\langle I \rangle$ система может поглощать электромагнитное излучение частота которого совпадает с энергией спинового расщепления. В ходе такого процесса неравновесная спиновая поляризация ядерной системы разрушается.

3. Постановка задачи

Основными целями данной работы были:

- Отработать методику создания неравновесной спиновой поляризации ядер. Определить максимально достижимый сдвиг Оверхаузера.
- Адаптировать методику размагничивания неравновесных ядерных спинов радиочастотным электромагнитным полем. По резонансной частоте радиоизлучения определить изотопы, ядра которых обуславливают сдвиг Оверхаузера.
- По временному затуханию сдвига Оверхаузера измерить скорость $1/\tau$ релаксации ядерных спинов. Изучить зависимость $1/\tau$ от фактора заполнения двумерной электронной системы.

Образцы и методика измерений

1.1. Образцы

Исследуемая полупроводниковая гетероструктура AlAs/AlGaAs была выращена вдоль кристаллографического направления [001] методом молекулярно-лучевой эпитаксии W. Dietsche, W. Wegscheider в Цюрихе, Швейцария. Ширина ямы равнялась 16 нм. Низкотемпературная подвижность ямы была равна $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, концентрация $n = 1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Образец представлял собой квадрат со стороной 4 мм. Для магнитотранспортных измерений на образец были нанесены стандартные индиевые контакты в виде мостика Холла: сток-исток и четыре потенциометрических контакта. Зависимость диагонального сопротивления образца от магнитного поля представлена на Рис. 1.1.

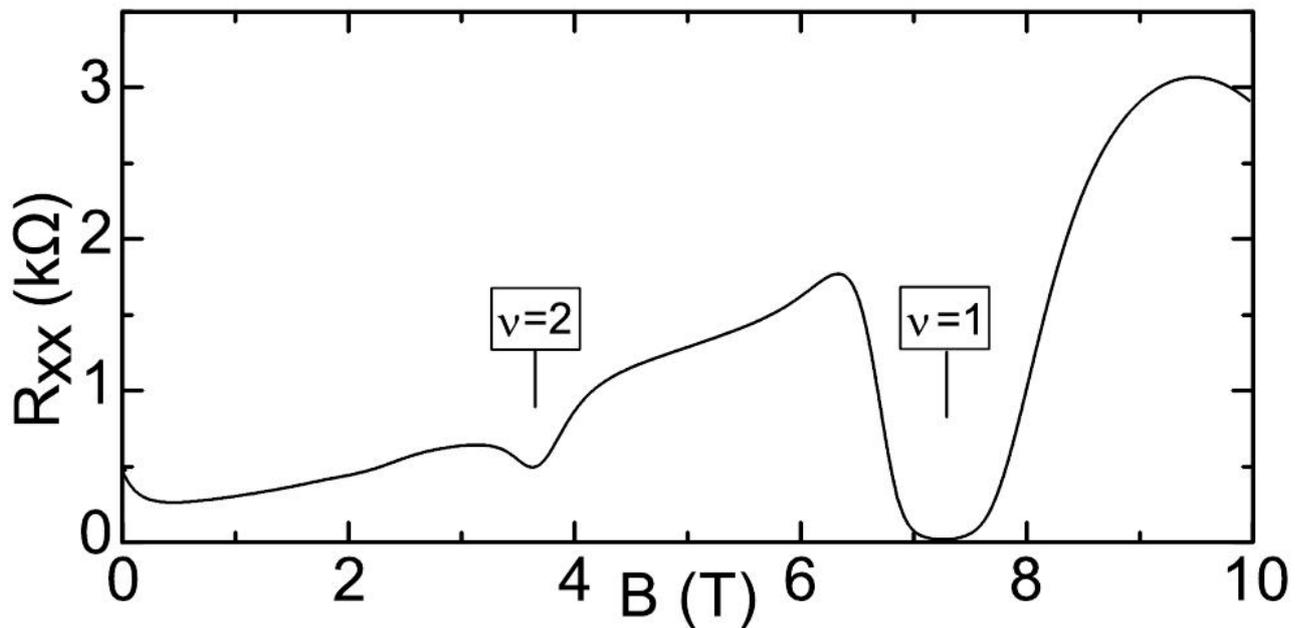


Рис. 1.1. Диагональное магнитосопротивление образца R_{xx} при $T = 1.5 \text{ К}$

1.2. Методика Измерений

Схема установки представлена на Рис. 1.2. Образец находился в жидком ${}^4\text{He}$ в полутораградусной камере. Температура в 1.5 K достигалась откачиванием паров жидкого гелия с помощью форвакуумного насоса. Полутораградусная камера помещалась в криостат с жидким гелием, в котором находился сверхпроводящий магнит. Гелий в полутораградусную камеру поступал через холодный кран. Эксперимент проводился в магнитных полях вплоть до 10 T . Микроволновое излучение доставлялось к образцу по волноводу с частотой отсечки 15 ГГц . В качестве источников СВЧ излучения использовались лампы обратной волны.

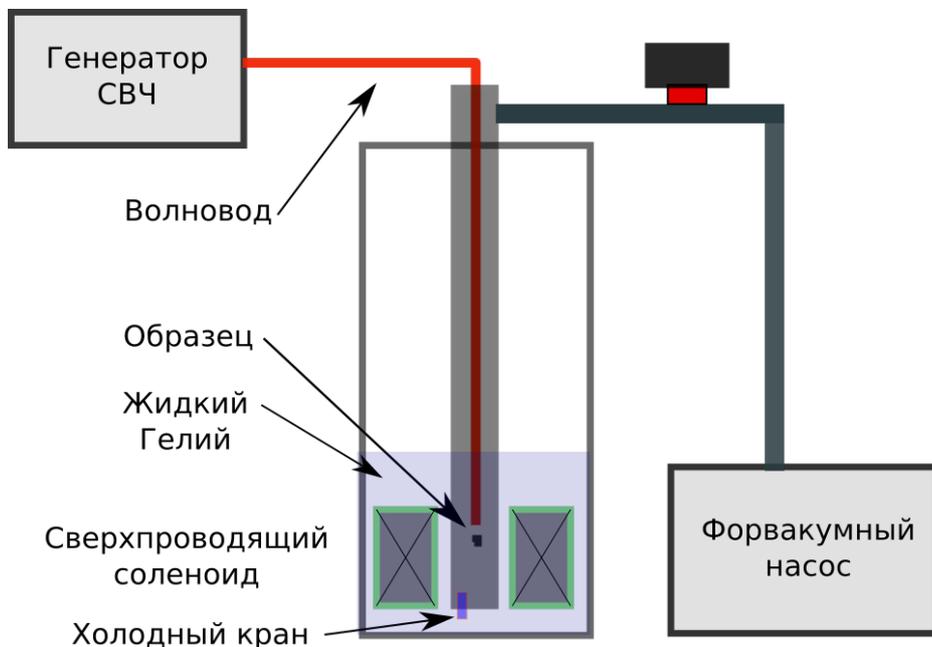


Рис. 1.2. Принципиальная схема установки. Образец находится в полутораградусной камере криостата, откачкой паров жидкого гелия-4, температура понижается до 1.5 K . СВЧ-излучение подаётся на образец по волноводу с частотой отсечки $\sim 15\text{ ГГц}$. Генератором микроволнового излучения служит лампа обратной волны. С помощью сверхпроводящего магнита, погруженного в жидкий гелий-4, можно было подать на образец магнитное поле величиной до 10 T .

Детектирование электронного парамагнитного резонанса производилось непрямым методом, основанным на высокой чувствительности продольного магнитосопротивления R_{xx} двумерной электронной системы в режиме квантового

эффекта Холла к резонансному поглощению микроволнового излучения [25]. Так как изменение магнитосопротивления под действием СВЧ-излучения мало, для улучшения качества сигнала использовалась стандартная схема двойного синхронного детектирования, показанная на Рис. 1.3.

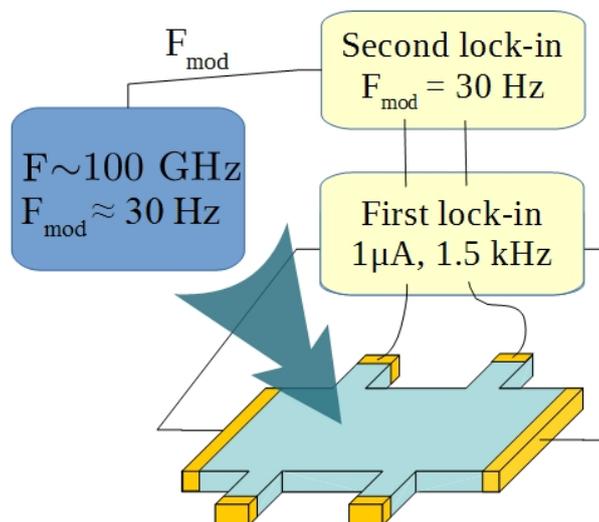


Рис. 1.3. Схема двойного синхронного детектирования.

На сток-исток образца подаётся переменный пробный ток величиной 1 мкА с частотой 1.5 кГц с внутреннего источника первого синхронного детектора. К потенциометрическим контактам подключается вход первого синхронного детектора, который измеряет продольное магнитосопротивление R_{xx} . Образец облучался микроволновым излучением модулированным по амплитуде, посредством механического прерывателя, с частотой $\sim 30 \text{ Гц}$ и глубиной модуляции 100%. Сигнал с первого синхронного детектора поступают на вход второго детектора, синхронизированного на частоту модуляции СВЧ-излучения. Вторым синхронным детектором измерял изменение δR_{xx} магнитосопротивления образца под влиянием СВЧ-излучения. При заданной частоте СВЧ излучения, производился разворот магнитного поля. ЭПР детектировался в виде пика в добавке к продольному сопротивлению образца. На Рис.1.4, б показан пример типичного пика ЭПР при частоте микроволнового излучения 170 ГГц . Использование

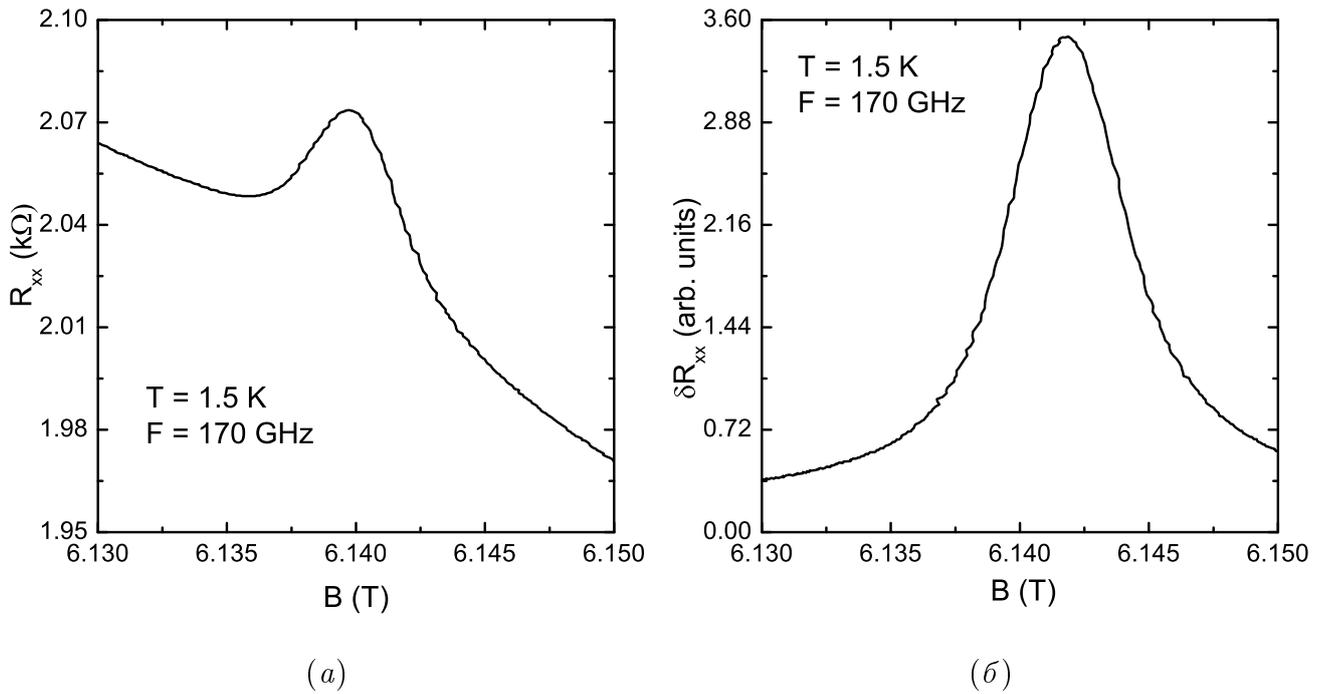


Рис. 1.4. Зависимость сопротивления R_{xx} (а) и добавки к сопротивлению δR_{xx} (б) от магнитного поля при подаче на образец микроволнового излучения с частотой 170 ГГц.

двойного синхронного детектирования позволило существенно улучшить качество сигнала, что видно при сравнении сигнала с первого Рис. 1.4, а и второго Рис. 1.4, б синхронных детекторов.

Для проведения экспериментов по резонансному размагничиванию неравновесных ядерных спинов образец помещался в медную катушку, подключённую по коаксиальному кабелю к генератору радиочастотного сигнала (см. Рис.1.5). Таким образом на образец можно было одновременно подавать как СВЧ излучение ~ 100 ГГц, так и радиочастотное излучение ~ 50 МГц.

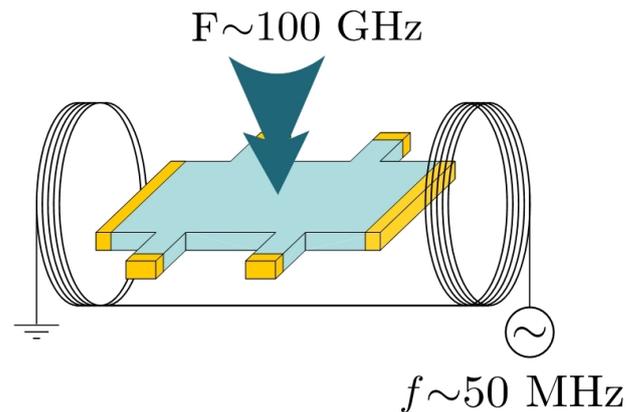


Рис. 1.5. Расположение катушки и образца.

Результаты и обсуждения

2.1. Максимальный сдвиг Овераузера

В условиях электронного парамагнитного резонанса в системе электронов создаётся неравновесная спиновая поляризация. Доминирующими каналами релаксации неравновесной спиновой поляризации электронов являются каналы основанные на спин-орбитальном взаимодействии, и на сверхтонком взаимодействии [26]. Таким образом часть неравновесной спиновой поляризации передаётся в ядерную систему, создавая неравновесную спиновую поляризацию ядер. Поляризация ядерных спинов согласно формуле (4) приводит к возникновению сдвига Оверхаузера.

Поляризация ядерных спинов происходила следующим образом. Частота микроволнового излучения фиксировалась, а магнитное поле устанавливалось точно в положение парамагнитного резонанса электронов. Часть возбуждаемой микроволновым излучением неравновесной спиновой заселённости двумерной электронной системы релаксировала за счёт сверхтонкого взаимодействия с ядерными спиновыми моментами, среднее значение ядерных спинов $\langle I \rangle$ росло, а резонансное положение ЭПР в полном соответствии с формулой (4) постепенно смещалось в область меньших магнитных полей. Магнитное поле плавно подстраивалось в смещённое положение резонанса, т.е. в локальный максимум магнитосопротивления. Процесс накопления ядерной поляризации протекал медленно, занимая типично несколько часов, что существенно больше чем в GaAs-гетероструктурах [27]. Максимально достигнутый сдвиг Оверхаузера составлял ~ 40 мТ, что на несколько порядков меньше, чем сдвиг Оверхаузера в GaAs-гетероструктурах [28]. Два этих факта явно указывают на то, что сверхтонкое взаимодействие в AlAs-гетероструктурах относительно слабое. Ма-

ленький сдвиг Оверхаузера также связан с бóльшим значением g -фактора в AlAs чем в GaAs (см. формулу (4)).

Характерной особенностью поляризации ядер в AlAs квантовой яме, впервые описанной в публикации [29], является факт расщепления ЭПР на несколько пиков, что показано на Рис. 2.1, при этом крайний правый пик остаётся в начальной позиции, а левые претерпевают сдвиг Оверхаузера. Тогда как в GaAs-гетероструктурах при динамической поляризации пик соответствующий ЭПР сдвигается как целое [9]. Этот экспериментальный факт не имеет обоснования на данном этапе и требует дополнительных экспериментальных изысканий.

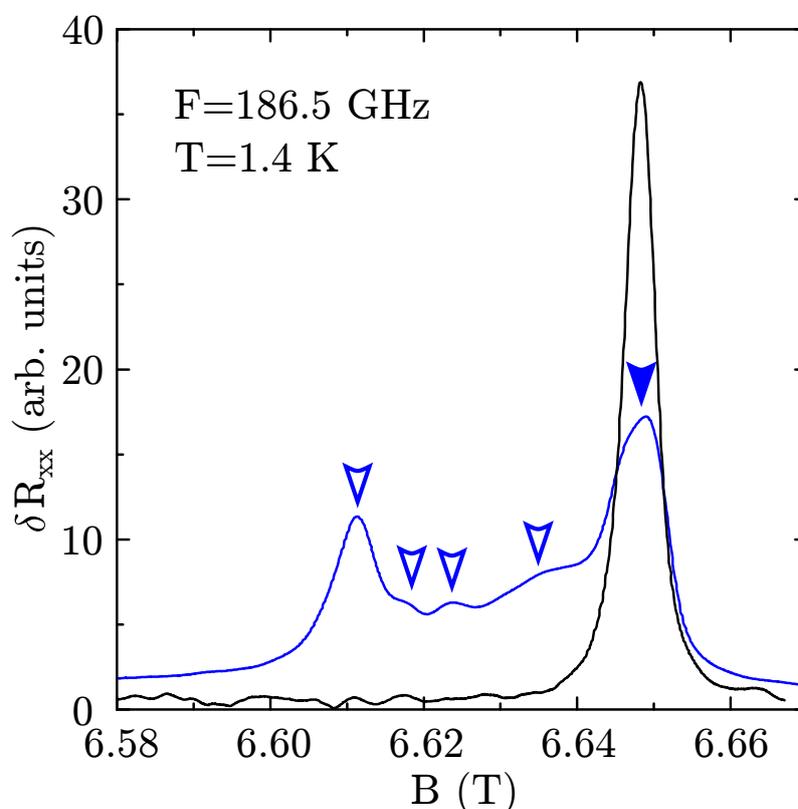


Рис. 2.1. Вид сигнала ЭПР в добавке к магнитосопротивлению δR_{xx} после создания неравновесной ядерной поляризации. Чёрной линией показан сигнал соответствующий исходному пику ЭПР. Синей линией показан сигнал ЭПР после поляризации ядерной системы. Сплошной синей стрелочкой показан пик, не подверженный сдвигу Оверхаузера

2.2. Резонансное размагничивание ядерных спинов

Для подтверждения ядерной природы наблюдаемого сдвига Оверхаузера и определения ядер, взаимодействующих с электронами проводимости, была проведена серия экспериментов по резонансному размагничиванию ядер. Частота микроволнового излучения в ходе экспериментов оставалась фиксированной. Для создания неравновесной спиновой поляризации ядер производилась динамическая поляризация по схеме описанной в предыдущем разделе.

По достижению выраженного сдвига Оверхаузера, такого, что пики были хорошо разделены, как показано на Рис. 2.2, производилось резонансное размагничивание ядер. Для этого магнитное поле фиксировалось на левой стороне крайнего левого отщеплённого пика, как показано стрелочкой на Рис. 2.2. На образец при помощи медной катушки подавалось электромагнитное излучение радиочастотного диапазона. Осуществлялось сканирование в радиочастотном диапазоне. Вблизи ядерного магнитного резонанса происходит резонансное разрушение поляризации ядер, что приводит к уменьшению сдвига Оверхаузера. При этом отщеплённый пик сдвигается к равновесному значению и сигнал соответствующий добавке к магнитосопротивлению δR_{xx} резко уменьшается. На Рис. 2.3, *a* показано типичное изменение сигнала δR_{xx} . На графике хорошо видны три резонансные частоты,

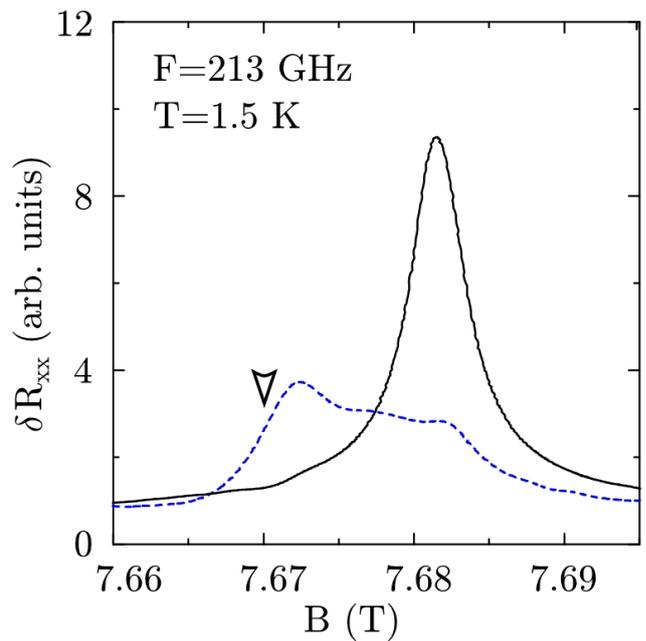


Рис. 2.2. [29] Черной сплошной линией показан пик ЭПР неполяризованной системы. Синей пунктирной линией сигнал ЭПР после поляризации ядерной системы. Стрелочкой указано типичное значение магнитного поля по отношению к пику ЭПР, в котором производился ЯМР

центральная из которых соответствует частоте ЯМР изотопа ^{75}As . Следов других изотопов в ходе исследований не обнаружено.

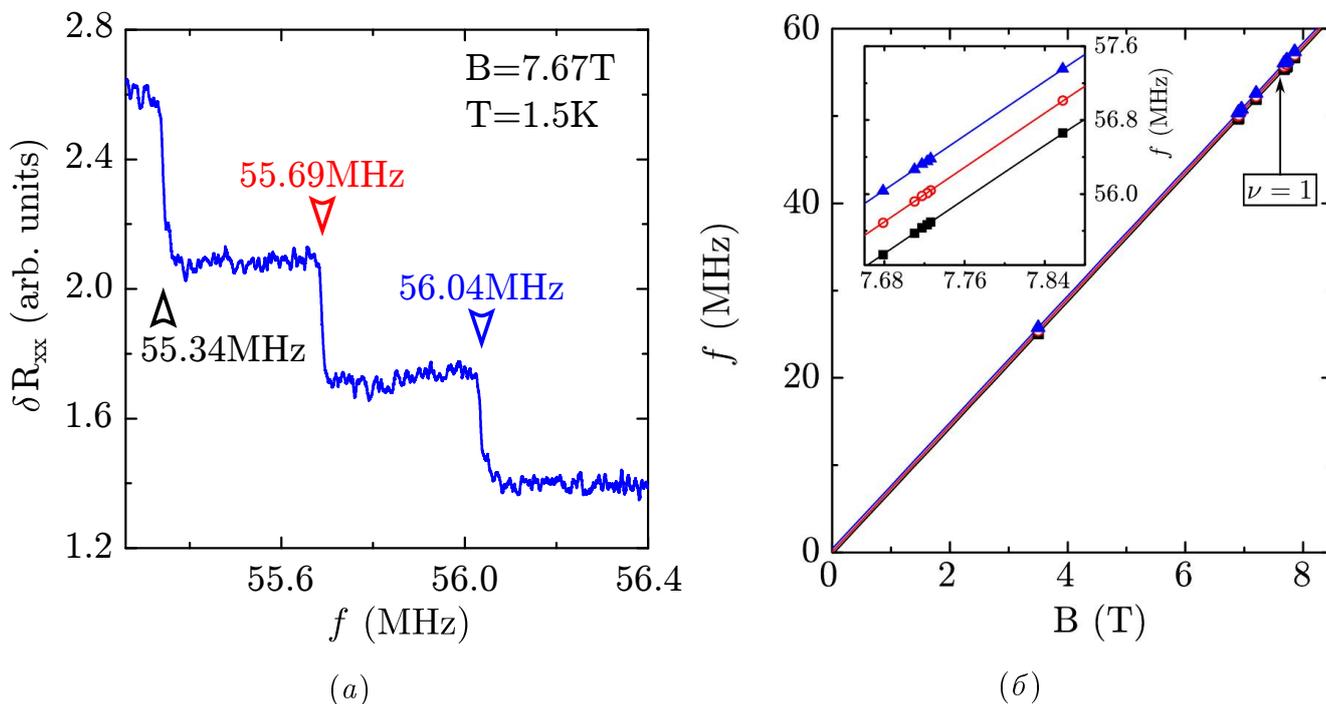


Рис. 2.3. (а) [29] Изменение добавки магнитосопротивления во время ЯМР. Ступеньки соответствует трём частотам ЯМР для изотопа ^{75}As (ядерный спин $I = 3/2$). (б) [29] Зависимость частот ЯМР от магнитного поля. Вставка показывает район магнитных полей вблизи фактора заполнения $\nu = 1$. В левом нижнем

На Рис. 2.3, б представлены результаты ЯМР экспериментов осуществлённых в различных магнитных полях в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$. Для всех исследованных магнитных полей разрешались три резонансные частоты. Все частоты ЯМР линейно зависят от магнитного поля. Разница между центральной частотой и двумя дополнительными составляет $\delta f = 0.34 \text{ МГц}$ и остаётся постоянной для всех исследованных магнитных полей. Мы предполагаем, что

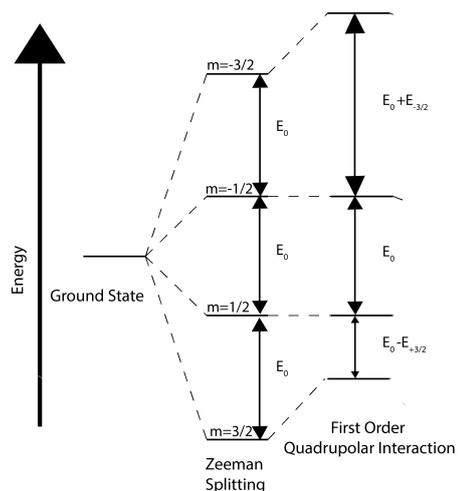


Рис. 2.4. Спектр ядерного спина $I=3/2$ при квадрупольном расщеплении

такое расщепление связано с квадрупольным взаимодействием.

Ядерный спин изотопа ^{75}As равен $3/2$, а значит в магнитном поле энергетический уровень соответствующий ядерному спину разделяется на четыре подуровня, с различной проекцией ядерного момента. Квадрупольное взаимодействие изменяет энергию перехода между подуровнями, в следствие этого можно наблюдать три резонансные частоты ЯМР (см. Рис. 2.4).

2.3. Время релаксации ядерных спинов

Полученный при поляризации сдвиг Оверхаузера медленно затухает с течением времени. Характерное время релаксации сдвига Оверхаузера составляло несколько часов, что на порядок превосходит известные времена для GaAs-гетероструктур [9].

Все измерения связанные с временем деполяризации производились после повторного охлаждения образца с немного отличающейся концентрацией $n \approx 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Измерение зависимости времени релаксации от фактора заполнения электронной системы происходили по схеме показанной на Рис. 2.5. Сначала требовалось создать выраженный сдвиг Оверхаузера, такой чтобы пик подверженный сдвигу Оверхаузера и пик не претерпевающий изменений были четко разделены. Пример хорошего разделения показан красным цветом на

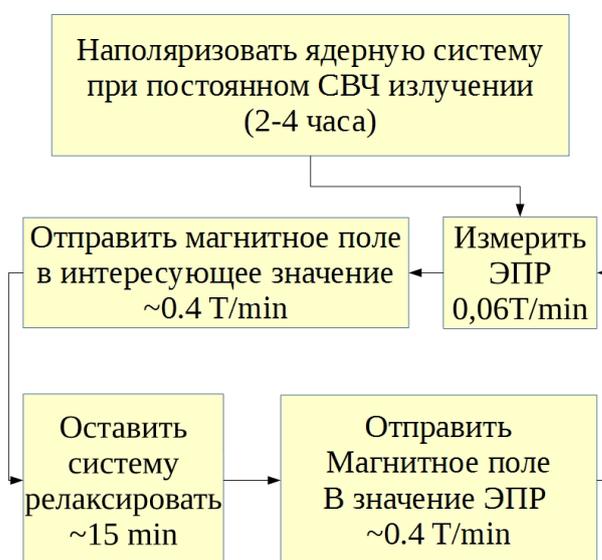


Рис. 2.5. Блок схема эксперимента для измерения зависимости времени деполяризации от фактора заполнения электронной системы

Рис. 2.6, а. Неравновесная спиновая поляризация ядер создавалась при частоте

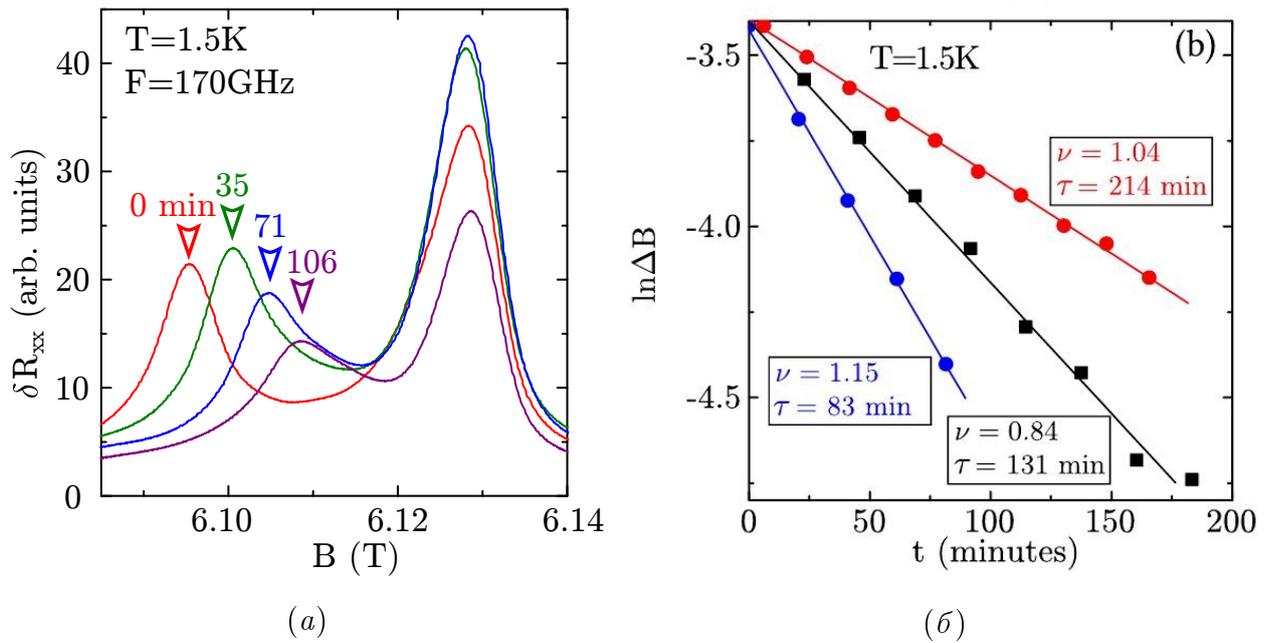


Рис. 2.6. (а) [29] Затухание сдвига Оверхаузера со временем. Рядом с каждым пиком указано время, прошедшее с начала эксперимента. (б) [29] Зависимость логарифма величины сдвига Оверхаузера, от времени для факторов заполнения $\nu = 0.84, 1.04, 1.15$. Для расчёта времени деполаризации зависимость аппроксимировалась прямой линией. Полученные времена указаны возле каждой прямой.

микроволнового изучения 170 ГГц по схеме, описанной в разделе "Максимальный сдвиг Оверхаузера". На Рис. 2.6, а показаны три последовательно записанных пика ЭПР, полученных в ходе измерений для фактора заполнения $\nu = 1.04$. Видно медленное затухание сдвига Оверхаузера со временем. На Рис. 2.6, б показана зависимость сдвига Оверхаузера от времени, построенная для трёх различных факторов заполнения. В предположении, что измеренные зависимости имеют экспоненциальный характер, были подсчитаны времена релаксации ядерного спина в зависимости от фактора заполнения.

Скорость релаксации ядерного спина в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ показана на Рис. 2.7. Видно, что скорость релаксации ядерного спина существенно зависит от фактора заполнения электронной системы и минимальна ровно в факторе заполнения $\nu = 1$. Следует заключить, что главным каналом релаксации ядерного спина является канал, основанный на сверхтонком взаимодействии. Максимальное время релаксации в окрестности фактора заполнения

$\nu = 1$ составило 275 минут. Такое время на порядок превосходит известные времена для GaAs-гетероструктур [9], что также говорит о слабости сверхтонкого взаимодействия в AlAs.

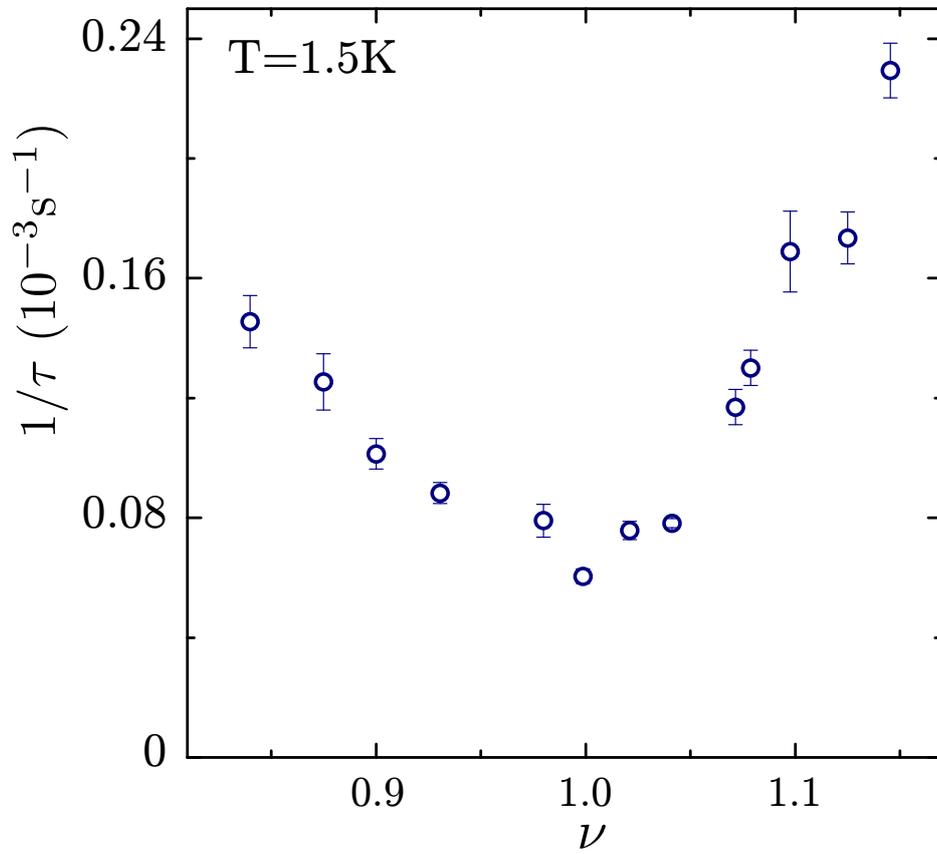


Рис. 2.7. [29] Скорость релаксации ядерного спина, измеренная в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$. Видна зависимость скорости релаксации от фактора заполнения и наличие локального минимума.

Заключение

Динамика ядерных спинов была исследована в асимметрично легированной AlAs-квантовой яме, выращенной вдоль направления [001].

- Максимальная полученная величина сдвига Оверхаузера составила 40 мТ. Поляризация ядерной системы занимала несколько часов. Данные экспериментальные результаты указывают на слабость сверхтонкого взаимодействия в AlAs в сравнении с GaAs
- Эксперименты по резонансному размагничиванию ядерной системы позволили определить изотопы, обуславливающие сдвиг Оверхаузера, наблюдаемый в эксперименте. Взаимодействующим с электронной системой изотопом оказался ^{75}As , участия других изотопов не обнаружено. Также было обнаружено квадрупольное расщепление частоты ЯМР ^{75}As и измерена его величина $\delta f = 0.34 \text{ MHz}$.
- Максимальное измеренное время релаксации сдвига Оверхаузера в окрестности фактора заполнения $\nu = 1$ составило 270 минут, что на порядок превосходит величины полученные для GaAs-гетероструктур, что говорит об относительно слабом сверхтонком взаимодействии в системе AlAs.
- Обнаружена зависимость скорости релаксации ядерного спина от фактора заполнения электронной системы. Данное экспериментальное наблюдение указывает на то, что основной канал релаксации ядерных спинов связан со сверхтонким взаимодействием.

По материалам магистерской работы опубликована статья в журнале Physical Review B Rapid Communications [29]

В заключение хотелось бы поблагодарить своего научного руководителя Нефёдова Ю.А. за интересную тему работы и проявленное терпение в ходе совместной работы. Щепетильникова А.В. за помощь в проведении экспериментов и обсуждение полученных результатов. Сотрудникам лаборатории за дружественную и плодотворную атмосферу и Кукушкину И.В. за возможность работать в таком прекрасном коллективе.

Литература

1. *Klitzing K. v., Dorda G., Pepper M.* New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance // *Physical Review Letters*. 1980. Vol. 45, no. 6. P. 494.
2. *Stormer H. L.* Nobel lecture: the fractional quantum Hall effect // *Reviews of Modern Physics*. 1999. Vol. 71, no. 4. P. 875.
3. *Tsui D. C.* Nobel Lecture: Interplay of disorder and interaction in two-dimensional electron gas in intense magnetic fields // *Reviews of Modern Physics*. 1999. Vol. 71, no. 4. P. 891.
4. *Alferov Z. I.* The history and future of semiconductor heterostructures // *Semiconductors*. 1998. Vol. 32, no. 1. P. 1–14.
5. *Smet J., Deutschmann R., Ertl F. et al.* Gate-voltage control of spin interactions between electrons and nuclei in a semiconductor // *Nature*. 2002. Vol. 415, no. 6869. P. 281–286.
6. *Žutić I., Fabian J., Sarma S. D.* Spintronics: Fundamentals and applications // *Reviews of modern physics*. 2004. Vol. 76, no. 2. P. 323.
7. *Awschalom D. D., Flatté M. E., Samarth N. et al.* Spintronics // *Scientific American*. 2002. Vol. 286, no. 6. P. 66–73.
8. *Wolf S., Awschalom D., Buhrman R. et al.* Spintronics: a spin-based electronics vision for the future // *Science*. 2001. Vol. 294, no. 5546. P. 1488–1495.
9. *Berg A., Dobers M., Gerhardts R., Klitzing K. v.* Magnetoquantum oscillations of the nuclear-spin-lattice relaxation near a two-dimensional electron gas // *Physical review letters*. 1990. Vol. 64, no. 21. P. 2563.
10. *Rhone T., Tiemann L., Muraki K.* NMR probing of spin and charge order near odd-integer filling in the second Landau level // *Physical Review B*. 2015. Vol. 92, no. 4. P. 041301.
11. *Barrett S., Dabbagh G., Pfeiffer L. et al.* Optically pumped NMR evidence for finite-size skyrmions in GaAs quantum wells near Landau level filling $\nu=1$ //

- Physical review letters*. 1995. Vol. 74, no. 25. P. 5112.
12. Barrett S., Dabbagh G., Pfeiffer L. et al. Optically pumped NMR evidence for finite-size skyrmions in GaAs quantum wells near Landau level filling $\nu=1$ // *Physical review letters*. 1995. Vol. 74, no. 25. P. 5112.
 13. Tycko R., Barrett S., Dabbagh G. et al. Electronic states in gallium arsenide quantum wells probed by optically pumped NMR // *Science*. 1995. Vol. 268, no. 5216. P. 1460–1463.
 14. Stern M., Piot B., Vardi Y. et al. NMR probing of the spin polarization of the $\nu=5/2$ quantum Hall state // *Physical review letters*. 2012. Vol. 108, no. 6. P. 066810.
 15. Tiemann L., Gamez G., Kumada N., Muraki K. Unraveling the spin polarization of the $\nu=5/2$ fractional quantum Hall state // *Science*. 2012. Vol. 335, no. 6070. P. 828–831.
 16. Muravev V., Gusikhin P., Andreev I., Kukushkin I. Novel relativistic plasma excitations in a gated two-dimensional electron system // *Physical review letters*. 2015. Vol. 114, no. 10. P. 106805.
 17. De Poortere E., Shkolnikov Y., Tutuc E. et al. Enhanced electron mobility and high order fractional quantum Hall states in AlAs quantum wells // *Applied physics letters*. 2002. Vol. 80, no. 9. P. 1583–1585.
 18. Gunawan O., De Poortere E., Shayegan M. AlAs two-dimensional electrons in an antidot lattice: Electron pinball with elliptical Fermi contours // *Physical Review B*. 2007. Vol. 75, no. 8. P. 081304.
 19. Shkolnikov Y., Misra S., Bishop N. et al. Observation of quantum hall “valley skyrmions” // *Physical review letters*. 2005. Vol. 95, no. 6. P. 066809.
 20. Shayegan M., De Poortere E., Gunawan O. et al. Two-dimensional electrons occupying multiple valleys in AlAs // *physica status solidi (b)*. 2006. Vol. 243, no. 14. P. 3629–3642.
 21. Schulte M., Lok J., Denninger G., Dietsche W. Electron spin resonance on a two-dimensional electron gas in a single AlAs quantum well // *Physical review*

- letters*. 2005. Vol. 94, no. 13. P. 137601.
22. *Shchepetilnikov A., Nefyodov Y. A., Kukushkin I. et al.* Electron g-factor anisotropy in an AlAs quantum well probed by ESR // *Physical Review B*. 2015. Vol. 92, no. 16. P. 161301.
 23. *Overhauser A. W.* Polarization of nuclei in metals // *Physical Review*. 1953. Vol. 92, no. 2. P. 411.
 24. *Dobers M., Klitzing K. v., Weimann G.* Electron-spin resonance in the two-dimensional electron gas of GaAs-Al x Ga 1- x As heterostructures // *Physical Review B*. 1988. Vol. 38, no. 8. P. 5453.
 25. *Stein D., Klitzing K. v., Weimann G.* Electron Spin Resonance on G a A s- Al x Ga 1- x As Heterostructures // *Physical review letters*. 1983. Vol. 51, no. 2. P. 130.
 26. *Dickmann S., Ziman T.* Competing hyperfine and spin-orbit couplings: Spin relaxation in a quantum Hall ferromagnet // *Physical Review B*. 2012. Vol. 85, no. 4. P. 045318.
 27. *Dobers M., Klitzing K. v., Schneider J. et al.* Electrical Detection of Nuclear Magnetic Resonance in GaAs- Al x Ga 1- x As Heterostructures // *Physical review letters*. 1988. Vol. 61, no. 14. P. 1650.
 28. *Kukushkin I., Klitzing K. v., Eberl K.* Enhancement of the skyrmionic excitations due to the suppression of Zeeman energy by optical orientation of nuclear spins // *Physical Review B*. 1999. Vol. 60, no. 4. P. 2554.
 29. *Shchepetilnikov A., Frolov D., Nefyodov Y. A. et al.* Nuclear magnetic resonance and nuclear spin relaxation in AlAs quantum well probed by ESR // *Physical Review B*. 2016. Vol. 94, no. 24. P. 241302.